ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ВЫВОД УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА

Д.т.н., проф. В.Эткин

Дан вывод уравнений Маквсвелла из первых принципов неравновесной термодинамики в её приложении к процессам взаимопревращения электрической и магнитной энергии. Показано, что эти уравнения следуют из её феноменологических законов с присущими им соотношениями взаимности. Выявлена необходимость дополнить эти уравнения токами смещения связанных зарядов и магнитных масс, что устраняет ряд трудностей электродинамики

Введение. Существует расхожее мнение, что в уравнениях электромагнитного поля Максвелла [1] «заключена вся электродинамика». На этом основании из неё часто отбрасывается все то, что не вытекает из этих уравнений, в том числе существование продольных электромагнитных волн, возможность передачи электрической энергии по однопроводной линии, существование излучений неэлектромагнитной природы, возможность создания устройств, дающих за счет потребления их энергии «избыточную» выходную мощность и т.п. Однако сами эти уравнения до сих пор считаются не выводимыми из каких-либо первичных принципов. Поэтому представляет интерес показать, что в действительности уравнения Максвелла являются следствием энергодинамики [3], обобщающей термодинамику необратимых процессов [3] на процессы полезного преобразования энергии, и описывают довольно частный случай процессов взаимного преобразования электрической и магнитной энергии в замкнутых электрическом и магнитном контурах.

1. Специфика энергодинамики. Энергодинамика представляет собой метод исследования, основанный на приложении закона сохранения энергии к внутренним процессам преобразования любых форм энергии в пространственно неоднородных средах, содержащих всю интересующую исследователя совокупность взаимодействующих (взаимно движущихся) тел или их частей (вплоть до изолированных систем типа Вселенной).

С позиции этой теории пространственно неравновесная система отличается от однородной (внутренне равновесной) тем, что положение $\mathbf{r}_i$ центра характеризующих её состояние экстенсивных параметров состояния Θ_i (массы, энтропии, чисел молей k–х веществ, свободного и связанного заряда и т.п.) смещается от его равновесного положения $\mathbf{r}_{io}= 0$ на величину $\Delta\mathbf{r}_i$, образуя некоторый «момент распределения» $\mathbf{Z}_i = \Theta_i\Delta\mathbf{r}_i$. Вследствие этого энергия системы Э становится зависящей не только от параметров Θ_i, но и от их положения в пространстве. Эта часть энергии системы соответствует понятию внешней энергии. В поляризованных и намагниченных средах, где можно выделить положительные Θ_i' и отрицательные Θ_i'' заряды (или северные и южные полюса), положение их центров $\mathbf{r}_i'$ и $\mathbf{r}_i''$ может быть найдено не зависимо друг от друга, так что упомянутые дополнительные параметры $\mathbf{Z}_i$ приобретают особенно четкий физический смысл поляризационных моментов

$$\mathbf{Z}_i = \mathbf{Z}_i' + \mathbf{Z}_i'' = \Theta_i'\mathbf{r}_i' + \Theta_i''\mathbf{r}_i'' = \Theta_i''\Delta\mathbf{r}_i, \tag{1}$$

плечо которых определяется в среднем «вектором смещения» $\Delta\mathbf{r}_i = \mathbf{r}_i'' - \mathbf{r}_i'$. Примерами таких параметров для системы единичного объема являются векторы электрической $\mathbf{D}$ и магнитной $\mathbf{B}$ индукции.

Благодаря существованию дополнительных параметров $\Delta\mathbf{r}_i$ выражение полного дифференциала энергии системы в целом Э = Э(Θ_i, $\Delta\mathbf{r}_i$) принимает вид:

$$d\text{Э} = \Sigma_i\psi_i\, d\Theta_i - \Sigma_i\, \mathbf{X}_i\cdot d\mathbf{Z}_i, \tag{2}$$

где $\psi_i = (\partial\text{Э}/\partial\Theta_i)$ – обобщенные потенциалы типа абсолютного давления, температуры, энтальпии, химических потенциалов k-х веществ и т.п.; $\mathbf{X}_i = -(\partial\text{Э}/\partial\mathbf{Z}_i)$ – обобщенные силы в их энергетическом представлении. Первая сумма этого выражения характеризует изменение внутренней U энергии такой системы в результате теплообмена, массообмена, диффузии k–х веществ через границы системы, её электризации и т.п. Вторая сумма (2) характеризует внешнюю полезную работу $đW^e$, совершаемую такой системой вследствие неравновесности этих процессов. Её можно представить и в более привычном виде $đW^e = -\Sigma_i \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r}_i$, используя понятие силы $\mathbf{F}_i = -(\partial Э/\partial \mathbf{r}_i) = \Theta_i \mathbf{X}_i$ в её обычном (ньютоновском) понимании.

Введение недостающих параметров пространственной неоднородности $\mathbf{Z}_i$ и $\mathbf{X}_i$ рассматриваемых систем позволяет отказаться от концепции равновесия в условиях протекания реальных (нестатических) процессов, лежащей в основе классической термодинамики (термостатики). Это облегчает введение в термодинамику общефизического понятия потока $\mathbf{J}_i = d\mathbf{Z}_i/dt = \Theta_i \mathbf{v}_i$, где $\mathbf{v}_i = d\mathbf{r}_i/dt$ – скорость переноса «энергоносителя» Θ_i [1].

2. Термодинамический вывод уравнений Максвелла. Приложим теперь основное уравнение энергодинамики (2) к анализу неравновесной системы, обладающей в статике электрической и магнитной степенью свободы. Энергия $Э_v$ единицы объема такой системы является, как известно, функцией векторов электрической $\mathbf{D}$ и магнитной $\mathbf{B}$ индукции, которые в свою очередь зависят от напряженности внешних полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$. Если исключить из рассмотрения процессы объемной деформации такой системы, её массообмена с окружающей средой, диффузии в систему каких-либо веществ, ввода в неё электрического заряда и т.д., выражение (1) для неё принимает вид [2]:

$$dЭ_v = TdS - \mathbf{E} \cdot d\mathbf{D} - \mathbf{H} \cdot d\mathbf{B} \,. \tag{3}$$

Члены правой части этого выражения характеризуют соответственно элементарную работу поляризации $đW_{ev} = \mathbf{E} \cdot d\mathbf{D}$ и намагничивания $đW_{мv} = \mathbf{H} \cdot d\mathbf{B}$ данного тела. При этом нетрудно заметить, что параметры $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$ в этом выражении имеют смысл алгебраической суммы моментов распределения в системе единичного объема V плотности свободных ρ_e и связанных зарядов ρ_e', ρ_e'', а также так называемых «магнитных масс полюсов» $\rho_м'$, $\rho_м''$ [4]. Действительно, поскольку в условиях электронейтральности $\rho_e'' = -\rho_e'$ и $\rho_м'' = -\rho_м'$, то

$$\mathbf{D} = \mathbf{Z}_{eV} + \mathbf{Z}'_{eV} + \mathbf{Z}''_{eV} = \rho_e'\mathbf{r}_e' + \rho_e''\mathbf{r}_e'' = \rho_e''\Delta\mathbf{r}_e \,, \tag{4}$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{Z}'_{мV} + \mathbf{Z}''_{мV} = \rho_м'\mathbf{r}_м' + \rho_м''\mathbf{r}_м'' = \rho_м''\Delta\mathbf{r}_м \,, \tag{5}$$

где $\Delta\mathbf{r}_e = \mathbf{r}_e'' - \mathbf{r}_e'$; $\Delta\mathbf{r}_м = \mathbf{r}_м'' - \mathbf{r}_м'$ – плечо соответственно электрического и магнитного диполя.

Предположим, что в такой системе осуществляются процессы взаимного превращения энергии электрического и магнитного поля, мощность которых

$$N_e = \mathbf{E} \cdot d\mathbf{D}/dt; \; N_м = \mathbf{H} \cdot d\mathbf{B}/dt. \tag{6}$$

Если такие процессы протекают обратимо, энергия системы $Э_v$ и ее энтропия S остаются неизменными. При этом имеет место очевидный баланс мощностей $N_e = -N_м$. Это непосредственно приводит к соотношению вида:

$$\mathbf{E} \cdot (d\mathbf{D}/dt) = -\mathbf{H} \cdot (d\mathbf{B}/dt). \tag{7}$$

Этим простым соотношениям можно придать вид уравнений Максвелла для вещества[1)]. Для этого рассмотрим систему, состоящую из замкнутого электрического контура произвольной длины ℓ_e и переменного (в общем случае) сечения f_e, который охватывает замкнутый же магнитопровод длиной $\ell_м$ и переменным по длине сечением $f_м$. Примером такой

[1)] Более известных нам в представлении Герца – Хэвисайда системы является трансформатор. Учитывая непостоянство $f_е$ и $f_м$, в соотношении (7) следует перейти к интегральной форме:

$$N_е = \int \mathbf{E}\cdot(d\mathbf{D}/dt)dV_е;\ N_м = \int \mathbf{H}\cdot(d\mathbf{B}/dt)dV_м\,, \tag{8}$$

Элементы объема $dV_е$ и $dV_м$, занятого диэлектриком и магнетиком, можно представить в виде произведения ортогональных векторных элементов соответственно длины и сечения электрического контура и магнитопровода: $dV_е = d\boldsymbol{\ell}_е\cdot d\mathbf{f}_е$ и $dV_м = d\boldsymbol{\ell}_м\cdot d\mathbf{f}_м$. Тогда выражения (8) можно переписать в виде:

$$N_е = \iint \mathbf{E}\cdot(d\mathbf{D}/dt)\cdot d\boldsymbol{\ell}_е\cdot d\mathbf{f}_е = \iint(\mathbf{E}\cdot d\boldsymbol{\ell}_е)\cdot(d\mathbf{D}/dt)\cdot d\mathbf{f}_е\,; \tag{9}$$

$$N_м = \iint \mathbf{H}\cdot(d\mathbf{B}/dt)\cdot d\boldsymbol{\ell}_м\cdot d\mathbf{f}_м = \iint(\mathbf{H}\cdot d\boldsymbol{\ell}_м)\cdot(d\mathbf{B}/dt)\cdot d\mathbf{f}_м. \tag{10}$$

Если принять, что **E** и **H** остаются неизменными по сечению соответственно проводника и магнитопровода по всей их длине $\boldsymbol{\ell}_е$ и $\boldsymbol{\ell}_м$, т.е. не зависят от $\mathbf{f}_е$ и $\mathbf{f}_м$, то выражение $(\mathbf{E}\cdot d\boldsymbol{\ell}_е)$ и $(\mathbf{H}\cdot d\boldsymbol{\ell}_м)$ можно вынести за знак интеграла по $d\mathbf{f}_е$ и $d\mathbf{f}_м$, переписав выражения (9) и (10) в терминах неравновесной термодинамики [3] следующим образом:

$$N_е = \int \mathbf{E}\cdot d\boldsymbol{\ell}_е \int (d\mathbf{D}/dt)d\mathbf{f}_е = X_е\, J_е^{\mathrm{c}}\,; \tag{11}$$

$$N_м = \int \mathbf{H}\cdot d\boldsymbol{\ell}_м \int (d\mathbf{B}/dt)d\mathbf{f}_м = X_м\, J_м^{\mathrm{c}}, \tag{12}$$

где $J_е^{\mathrm{c}} = \int(d\mathbf{D}/dt)d\mathbf{f}_е$, $J_м^{\mathrm{c}} = \int(d\mathbf{B}/dt)d\mathbf{f}_м$ – скалярные электрический и магнитный потоки смещения, называемые в электродинамике «потоками сцепления» и традиционно представляемые числом силовых линий, пронизывающих сечение соответственно электрического контура и магнитопровода [4]; $X_е = \int \mathbf{E}\cdot d\boldsymbol{\ell}_е$, $X_м = \int \mathbf{H}\cdot d\boldsymbol{\ell}_м$ – модули так называемых электродвижущей и магнитодвижущей силы (ЭДС и МДС), определяемые циркуляцией соответственно векторов **E** и **H** вдоль замкнутых электрического и магнитного контуров [4].

Теперь уравнениям электромагнитного поля можно придать форму, принятую в термодинамике необратимых процессов [3]:

$$J_е = L_{ее}\, X_е + L_{ем}X_м; \tag{13}$$

$$J_м = L_{ме}X_е + L_{мм}X_м\,. \tag{14}$$

Эти законы, называемые «феноменологическими» (основанными на опыте), отражают идею взаимосвязи электрических и магнитных явлений, проявляющуюся в том, что каждый из потоков $J_е^{\mathrm{c}}$ и $J_м^{\mathrm{c}}$ зависит от обеих сил, действующих в данной системе. При этом диагональные члены $L_{ее}\, X_е$ и $L_{мм}X_м$ в этом выражении характеризуют явления электропроводности и «магнитопроводности», которые возникают под действием одноименных сил; перекрестные же члены $L_{ем}X_м$ и $L_{ме}X_e$ характеризуют сопротивление потокам, связанное с преодолением «чужеродных» сил. Эти силы и вызывают превращение электрической энергии в магнитную и наоборот. Таким образом, явления, происходящие в рассматриваемой системе, вполне адекватно описываются в терминах теории необратимых процессов. Это становится окончательно ясным после доказательства справедливости для рассматриваемой системы соотношений взаимности.

Поскольку $N_e = -N_м$, соотношениям (11) – (12) можно придать более простой вид:

$$J_e / X_м = -J_м / X_e\,. \tag{15}$$

Сопоставляя это уравнение с феноменологическими законами (13) и (14), находим, что левая часть (15) определяет коэффициент $L_{ем}$, а правая – коэффициент $L_{ме}$. Отсюда следуют соотношения взаимности (условия «антисимметрии» Онсагера-Казимира [2]):

$$L_{ем} = -L_{ме}\,. \tag{16}$$

Эти соотношения недвусмысленно указывают на то, что электричество и магнетизм – два *независимых* явления, взаимосвязь между которыми появляется *только в динамике* (с появлением потоков $J_e^{\,c}$ и $J_м^{\,c}$). Что касается величины и размерность этих коэффициентов, то они зависят от выбранной системы единиц. В системе СИ $L_{em} = -L_{me} = 1$, и с учетом этого вместо (12) можно написать:

$$X_e = -\int(d\mathbf{B}/dt)d\mathbf{f}_м\,, \tag{17}$$

$$X_м = \int(d\mathbf{D}/dt)d\mathbf{f}_e\,, \tag{18}$$

Первое из этих соотношений представляет собой закон Фарадея, согласно которому ЭДС численно равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока, пронизывающего электрический контур (правило потока). Перейдем теперь на основании теоремы Стокса в выражениях силы $X_e = \int\mathbf{E}\cdot d\boldsymbol{\ell}_e$ от криволинейного интеграла по замкнутому электрическому контуру длиной ℓ_e к интегралу $\int\mathrm{rot}\,\mathbf{E}\cdot d\mathbf{f}_м$ по сечению магнитопровода $f_м$. Подобным же образом перейдем в выражении силы $X_м = \int\mathbf{H}\cdot d\boldsymbol{\ell}_м$ от криволинейного интеграла по замкнутому магнитному контуру длиной $\ell_м$ к интегралу $\int\mathrm{rot}\,\mathbf{H}\cdot d\mathbf{f}_e$ по поверхности f_e, натянутой на электрический контур. Тогда вместо (17) и (18) имеем:

$$\int\mathrm{rot}\,\mathbf{E}\cdot d\mathbf{f}_м = -\int(d\mathbf{B}/dt)d\mathbf{f}_м\,, \tag{19}$$

$$\int\mathrm{rot}\,\mathbf{H}\cdot d\mathbf{f}_e = \int(d\mathbf{D}/dt)d\mathbf{f}_e\,; \tag{20}$$

или в дифференциальной форме:

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = d\mathbf{D}/dt, \tag{21}$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = -\,d\mathbf{B}/dt. \tag{22}$$

Эти уравнения отличаются от соответствующих уравнений Максвелла тем, что в них фигурируют *полные производные* по времени от векторов электрической и магнитной индукции. Последнее не удивительно, поскольку в исходные уравнения энергодинамики (1) также входят полные дифференциалы векторов поляризации и намагничивания **D** и **B**. Характерно, что и сам Максвелл первоначально записывал свои уравнения через полные производные от этих параметров. Однако этим уравнениям можно придать и более привычный вид, рекомендованный Хэвисайдом и Герцем [5], если в выражении полной производной электрической и магнитной индукции $\mathbf{D} = \mathbf{D}(\mathbf{r},t)$ и $\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{r},t)$ по времени

$$d\mathbf{D}/dt = (\partial\mathbf{D}/\partial t)_{\mathbf{r}} + (\mathbf{v}_e\cdot\nabla)\mathbf{D} \tag{23}$$

$$d\mathbf{B}/dt = (\partial\mathbf{B}/\partial t)_{\mathbf{r}} + (\mathbf{v}_м\cdot\nabla)\mathbf{B} \tag{24}$$

принять $\nabla\cdot\mathbf{D} = \rho_e$ и $(\mathbf{v}_e\cdot\nabla)\mathbf{D} = \rho_e\mathbf{v}_e = \mathbf{j}_e$, где $\mathbf{j}_e$ – ток проводимости, и $d\mathbf{B}/dt = (\partial\mathbf{B}/\partial t)$ ввиду отсутствия магнитного аналога этого тока. Тогда уравнения (23), (24) принимает вид

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = -\,(\partial\mathbf{B}/\partial t), \tag{25}$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \mathbf{j}_e + (\partial\mathbf{D}/\partial t)\,. \tag{26}$$

Однако, поступая так, мы исключаем из рассмотрения потоки смещения связанных зарядов ρ_e', ρ_e'' и полюсов $\rho_м'$, $\rho_м''$, также входящих в полные производные **D** и **B** в соответствии с выражениями (4) и (5). С учетом потоков смещения связанных зарядов и полюсов выражения (23) и (24) принимают вид

$$d\mathbf{D}/dt = (\partial\mathbf{D}/\partial t)_{\mathbf{r}} + \mathbf{j}_e + \mathbf{j}_e' + \mathbf{j}_e'' , \qquad (27)$$

$$d\mathbf{B}/dt = (\partial\mathbf{B}/\partial t)_{\mathbf{r}} + \mathbf{j}_м' + \mathbf{j}_м'' , \qquad (28)$$

где $\mathbf{j}_e' = \rho_e'\mathbf{v}_e'$, $\mathbf{j}_e'' = \rho_e''\mathbf{v}_e''$; $\mathbf{j}_м' = \rho_м'\mathbf{v}_м'$, $\mathbf{j}_м'' = \rho_м''\mathbf{v}_м''$. Потоки смещения связанных зарядов отнюдь не компенсируются, а, напротив, складываются ввиду того, что в процессе образования электрических диполей противоположны по знаку не только заряды, но и скорости их смещения $\mathbf{v}_e' = -\,\mathbf{v}_e''$. Точно так же складываются и потоки разноименных полюсов, поскольку $\mathbf{v}_м' = -\,\mathbf{v}_м''$. В результате возникают конвективные потоки смещения связанных зарядов $\mathbf{j}_e^k = \mathbf{j}_e' + \mathbf{j}_e''$ и полюсов $\mathbf{j}_м^k = \mathbf{j}_м' + \mathbf{j}_м''$, и уравнения (25) и (26) принимают вид [2]:

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = \mathbf{j}_м^c - (\partial\mathbf{B}/\partial t), \qquad (29)$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \mathbf{j}_e + \mathbf{j}_e^c + (\partial\mathbf{D}/\partial t)\ . \qquad (30)$$

Видоизменяется и другая пара уравнений Максвелла :

$$\mathrm{div}\,\mathbf{D} = \rho_e + \rho_e' + \rho_e'' \qquad (31)$$

$$\mathrm{div}\,\mathbf{B} = \rho_м' + \rho_м'' , \qquad (32)$$

если только связанные заряды и магнитные массы полюсов взаимно не компенсируются, т.е. $\rho_e' + \rho_e'' \neq 0$ и $\rho_м' + \rho_м'' \neq 0$. Это происходит, например, когда заряды или полюса одного знака выдвигаются за границы системы и возникает так называемый «поляризационный» заряд или его магнитный аналог.

Наличие в уравнениях (21) и (22) полных производных от векторов электрической и магнитной индукции позволяет решить на его основе ряд важных задач. Во-первых, явный учет потоков смещения в уравнениях электромагнитного поля снимает ряд трудностей электродинамики, в частности, те из них, что связаны с известными исключениями из правила потока [5]. Действительно, согласно (17) и (18) электродвижущая и магнитодвижущая силы возникают не только вследствие изменения векторов электрической и магнитной индукции **D** и **B**, но и наличия потоков энергоносителя (электрического и магнитного зарядов), независимо от того, чем эти потоки вызваны – перераспределением зарядов по системе или движением самой системы. Это объясняет, почему ЭДС возникает там, где «поток» $\partial\mathbf{B}/\partial$t не меняется, и не возникает там, где этот поток изменяется (см. примеры с потоком сквозь вращающийся диск и при повороте пластинок, приведенные Р.Фейнманом, 1977). Благодаря этому исключается отмеченная им необходимость использования различных законов силы для случая движущегося контура и меняющегося поля.

Во-вторых, учет в уравнениях поля потоков смещения в их общефизическом понимании легко объясняет факт появления электрической поляризации в движущемся магнетике в отсутствие внешнего поля **H**. Отличие от нуля производной $d\mathbf{D}/dt$ обусловлено в данном случае наличием конвективной составляющей тока смещения $\mathbf{j}_e^к$, связанной с движением электризованного тела. С этих позиций возникновение магнитного поля при движении поляризованного диэлектрика (эффекты Роуланда – Эйхенвальда и Рентгена - Эйхенвальда), а также поляризация диэлектрической пластины при ее движении в магнитном поле (эффект Вильсона – Барнета) [4] также объясняются как следствие $\mathbf{j}_e^к$, не требуя привлечения релятивистских преобразований. В частности, это позволяет получить выражение магнитной составляющей силы Лоренца, не прибегая к требованию инвариантности этих уравнений относительно преобразований Лоренца [6]. В частности, становится ясным, что даже в однородно поляризованных телах при наличии «конвективной» составляющей $\mathbf{j}_e^k$ разнонаправленные потоки смещения $\mathbf{j}_e'$, $\mathbf{j}_e''$ и $\mathbf{j}_м'$, $\mathbf{j}_м''$ становятся различными по величине. Это обстоятельство может иметь прямое отношение к явлению «самодвижения» ферромагнетиков после начального толчка (эффект Сёрла), наблюдаемому многими исследователями.

Предложенный здесь термодинамический вывод уравнений электромагнитного поля опровергает расхожее мнение о том, что уравнения Максвелла не выводимы из каких–либо первичных принципов. Вместе с тем этот вывод обнажает ряд допущений, заложенных в их основание [7]. Прежде всего, электродвижущая и магнитодвижущая силы определялись в (17) и (18) для замкнутых электрических и магнитных цепей. Следовательно, уравнения Максвелла *не применимы к незамкнутым электрическим токам и элементам тока*. Это подчеркивалось и самим Максвеллом. Во-вторых, исключались из рассмотрения неизбежные джоулевы потери, имеющие место в процессе не только электропроводности, но и *переполяризации* диэлектриков, а также *перемагничивания* магнитопровода. Далее, предполагалось, что потоки электрической и магнитной индукции в выражениях (12) и (13) однородны по сечению проводника и магнитопровода. Наконец, предполагалось, что баланс мощностей $N_e = N_м$ соблюдается для каждой локальной области рассматриваемой системы (сечению окна магнитопровода), поскольку в противном случае переход к дифференциальной форме (21) и (22) становится некорректным.

Предпринятый вывод уравнений Максвелла показывает, таким образом, что повсеместно применяемые уравнения Максвелла описывают процессы в электромагнитных системах отнюдь не исчерпывающим образом и не являются универсальными для всех их конструктивных разновидностей. Кроме того, они не свободны от внутренних противоречий, поскольку наличие тока проводимости не совместимо с допущением об обратимости рассматриваемого процесса преобразования энергии. Все это говорит о том, что в уравнениях Максвелла заключена отнюдь не вся электродинамика, которая, таким образом, делает целесообразным рассмотрение её с более общих позиций единой теории процессов переноса и преобразования любых форм энергии, каковой является энергодинамика [2].

Литература

1. *Максвелл Дж.К.* Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. – М.: Гостехиздат, 1954, 688 с.
2. *Эткин В.А.* Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии). – С-Пб, «Наука», 2008
3. *Де Грот С.. Мазур П.* Неравновесная термодинамика, М.: Мир, 1964.
4. *Поливанов К.М.* Электродинамика движущихся тел. М.: Энергоиздат, 1982.
5. *Фейнман Р.П., Лейтон Р. Б., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике. Т.5., М.: Мир, 1977.
6. *Эткин В.А*. Вывод выражения силы Лоренца из уравнений Максвелла. http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12134.html. 19.07.2012
7. *Эткин В.А.* О неполноте уравнений Максвелла**.** http://zhurnal.lib.ru/e/etkin_w_a/**.** 21.12.2005.